

процесс взаимодействия УВ со стратами. Из рис. 3 видно, что при взаимодействии УВ со стратой ионизационная волна разбивалась на серию релаксационных пиков с большой частотой следования, а следующая ионизационная волна уменьшалась по амплитуде. Известно, что в стратах электрический потенциал скачком возрастает в головной части страты и слабо меняется в остальной ее части [5]. С этим скачком потенциала связаны увеличение температуры электронов, усиление возбуждения и ионизации плазмы в узком по сравнению с длиной страты слое. Электрическое поле на фронте УВ взаимодействует с электрическим полем страты, вызывая изменение скоростей ионизации и возбуждения в страте. В результате страта разбивается на несколько релаксационных колебаний с большой частотой следования. Возможность влияния параметров внешнего скачка потенциала на возбуждение ионизационных волн показано в работе [6].

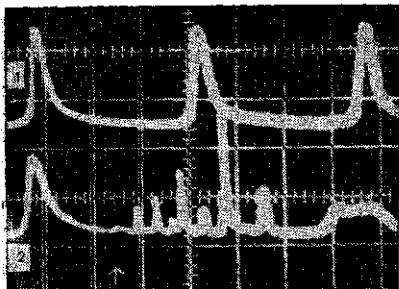


Рис. 3. Разрушение страт ударной волной: страты без УВ (1) и с УВ (2);  $I_p = 70$  мА,  $P = 10$  Тор,  $L = 4$  см, развертка 200 мкс/дел

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kiefer J. H., Lutz R. W. // Phys. Fluids. 1965. 8, N 7. P. 1393.  
 [2] Swain D. W., Brown S. C. // Ibid. 1971. 14, N 7. P. 1383. [3] Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М., 1963. [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.  
 [5] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М., 1980.  
 [6] Кузовников А. А., Свиридкина В. С., Сухов А. К., Тарасова В. В. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда (Тезисы докладов). Киев, 1986. Ч. 3. С. 440.

Поступила в редакцию  
06.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 621.384.612

### ВЫНУЖДЕННОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Ю. И. Богданов

(кафедра общей ядерной физики)

Рассмотрен линейный режим работы лазера на свободных электронах высокого усиления с учетом поперечной неоднородности электронного пучка. Проанализированы условия возникновения канализации электромагнитного излучения электронным пучком.

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) представляют собой перспективные источники когерентного ондуляторного излучения [1]. В последнее время в работах по теории ЛСЭ значительное внимание уделяется анализу эффектов, связанных с поперечной неоднородностью светового и электронного пучков [2, 3]. В ЛСЭ электронный пучок может вести себя подобно оптическому волноводу, когда излучение канализуется в основном внутри электронного пучка. Отметим, что ранее аналогичный эффект был описан в теории лазера на циклотронном резонансе [4].

В отличие от работ [2—4], где расчеты проведены численно, в настоящей работе благодаря выбору простой, но адекватной модели основные результаты представлены аналитически. Рассмотрение проводится в рамках двумерной модели ЛСЭ со спиральным ондулятором.

Пусть плотность электронного пучка зависит от поперечной координаты по закону

$$\omega_p^2 = \frac{\omega_{p0}^2}{\text{ch}^2(x/a)}, \quad (1)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi ne^2/m$  — плазменная частота,  $n$  — концентрация электронов, параметр  $a$  характеризует поперечные размеры пучка. Ограничимся линейным по полю излучения приближением. Поле пространственного заряда сгруппированного пучка будем считать пренебрежимо малым (комптоновский режим в [5]). Предположим, что масштаб поперечной неоднородности поля излучения и поперечный размер пучка значительно больше амплитуды поперечных колебаний электрона  $\beta_{\perp} l/2\pi$ , где  $l$  — период ондулятора,  $\beta_{\perp}$  — амплитуда поперечной ондуляторной скорости. Зависимость поля излучения от времени и продольной координаты  $z$  определяется множителем  $\exp(i(kz - \omega t))$ , где  $k$  — в общем случае комплексное число. Согласно (1) у пучка отсутствует резкая граница и нет необходимости сшивать векторные решения внутри и вне пучка, поэтому поляризация излучения просто соответствует поляризации поля ондулятора, т. е. является круговой. Действуя по схеме [5], можно показать, что при сделанных выше предположениях комплексная амплитуда поля излучения удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{\omega^2 \beta_{\perp}^2 \omega_{p0}^2}{2\gamma \gamma_z^2 c^2 (\omega - (k + k_0) v_z)^2 \text{ch}^2(x/a)} \right] E = 0, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ;  $\gamma_z = (1 - v_z^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $v$  и  $v_z$  — полная и продольная скорости электрона (в пренебрежении полем излучения).

Уравнение (2) хорошо известно из квантовой механики [6].

Сформулируем кратко результаты. Если сделать замену переменной  $\xi = th(x/a)$  и ввести обозначения

$$v = \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2} a; \quad s(s+1) = \frac{\omega^2 \beta_{\perp}^2 \omega_{p0}^2 a^2}{2\gamma \gamma_z^2 c^2 (\omega - (k + k_0) v_z)^2},$$

то ограниченные при  $\xi=1$  решения этого уравнения выражаются через гипергеометрическую функцию

$$E = E_0 (1 - \xi^2)^{v/2} F(v - s, v + s + 1, v + 1, (1 - \xi)/2).$$

Дисперсионное уравнение имеет вид  $s - v = n$  или, что то же самое,

$$-\frac{\omega^2 \beta_{\perp}^2 \omega_{p0}^2 a^2}{2\gamma \gamma_z^2 c^2 (\omega - (k + k_0) v_z)^2} = \left[ \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2} a + n \right] \left[ \left( k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2} a + n + 1 \right], \quad (3)$$

где  $n=0, 1, 2, \dots$  — номер моды. Из (3) легко видеть, что при  $a \rightarrow \infty$  получается дисперсионное уравнение одномерной теории [5].

Рассмотрим в дальнейшем более подробно основную моду с  $n=0$ . Комплексная амплитуда поля излучения и дисперсионное уравнение в этом случае имеют соответственно вид

$$E = \frac{E_0}{\text{ch}^v(x/a)},$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 = \frac{\omega^2 \beta_{\perp}^2 \omega_{p0}^2}{2\gamma \gamma_z^2 c^2 (\omega - (k + k_0) v_z)^2} + \frac{(k^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}}{a}. \quad (4)$$

Условие  $E \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \pm \infty$  будет удовлетворено, если  $\text{Re } v > 0$ . Это означает, что фазовая скорость излучения меньше скорости света в вакууме. Пусть  $v = v_1 + i v_2$ . Тогда, представляя поле в виде  $E = E_1 \exp(i\Phi)$ , получим выражения для действительных амплитуды и фазы основной моды:

$$E_1 = \frac{E_0}{\text{ch}^{v_1}(x/a)}; \quad \Phi = -v_2 \ln \text{ch}(x/a).$$

Для усиливаемой вдоль  $z$  волны  $v_2 < 0$ .

Вблизи резонанса, когда  $\omega \approx kc \approx (k+k_0)v_z$ , получим из (4) уравнение

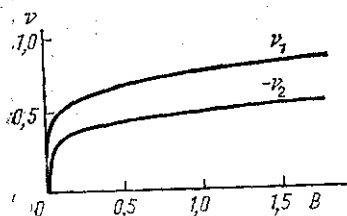
$$v^6 + v^5 + B = 0, \quad (5)$$

где

$$B = \frac{2\omega^4 \omega_{p0}^2 a^6 \beta_{\perp}^2}{\gamma \gamma_z^2 c^6}.$$

Из шести корней уравнения (5) физически значимым оказывается только один, у которого  $v_1 > 0$ ;  $v_2 < 0$  (рисунок). Отметим, что  $v \approx B^{1/6} (\sqrt{3}/2 - i/2)$  при больших  $B$ .

В зависимости от величины параметра  $B$  можно качественно выделить три случая:  $0 < B < 1$  — слабая канализация излучения (значительная часть светового пучка сосредоточена вне электронного);  $1 < B < 1000$  — умеренная канализация (излучение сосредоточено в основном в электронном пучке);  $B > 1000$  — сильная канализация (излучение основной моды сосредоточено вблизи оси электронного пучка, однако происходит генерация и высших мод). Инкремент неустойчивости волны излучения, характеризующий коэффициент усиления, при сильной канализации практически совпадает с рассчитанным по одномерной теории и значительно меньше при слабой канализации.



Приведем оценку для  $B$  в зависимости от основных параметров ЛСЭ. В типичных экспериментах  $\beta_{\perp} \sim 1/\gamma$ ;  $\gamma_z \sim \gamma^2/2$ . Пусть величина  $4a^2$  — порядка поперечного сечения пучка. Тогда  $I \sim 4a^2 enc$  — характерный ток пучка. В этом случае  $B \sim I(a/l)^4 \gamma^3$ , где  $I$  — ток в амперах. Таким образом, канализация излучения может быть обеспечена как в СВЧ диапазоне при значительном токе и умеренных  $\gamma$ , так и в оптическом диапазоне при умеренном токе и больших  $\gamma$ .

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А. А. Коломенского и И. И. Пахомува за обсуждение результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах/Под ред. А. А. Рухадзе, М., 1983. [2] Moore G. T.//Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1985. A239. P. 19. [3] Sharlemann E. T., Sessler A. M., Wurtele J. S.//Ibid. P. 29. [4] Афонин А. М., Канаев В. И., Черепенин В. А.//Радиотехн. и электроника. 1980. 25. С. 1945. [5] Коломенский А. А., Пахомов И. И.//Физ. плазмы. 1984. 10. С. 1275. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963.

Поступила в редакцию  
23.09.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.221

#### О МЕХАНИЗМЕ НЕОДНОРОДНОГО ВРАЩЕНИЯ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Д. И. Йоргов (Болгария), О. С. Колотов, В. А. Погожев

(кафедра общей физики для физического факультета)

Исследуется поведение намагниченности при импульсном перемангничивании пленок ферритов-гранатов в однородных полях в области неоднородного вращения. Приводятся магнитооптические фотографии динамических доменов.

Основным механизмом 180°-го импульсного перемангничивания магнетиков в сильных полях является механизм неоднородного вращения [1—7]. Изучение природы этого механизма в различных магнетиках связано с обнаружением новых неравновесных